

06.3; 07

© 1992

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА МАГНИТНЫХ ДОМЕНАХ  
В РЕЖИМЕ ДВОЙНОГО ПРОХОЖДЕНИЯТ.С. Зубкова, Ю.Н. Зубков,  
Д.И. Семенов

В связи с широкими возможностями практического использования магнитно-оптической дифракции (МОД) на полосовых доменных структурах (ПДС), реализуемых в пленках феррит-гранатов, большое внимание уделяется увеличению ее эффективности [1, 2]. Так, создание управляемого магнитооптического дефлектора [3] ставит задачу увеличения двух параметров МОД: дифракционной эффективности  $\eta$  и угла дифракции  $\varphi$ . При нормальном падении лазерного излучения на пленку с ПДС дифракционная эффективность для  $\pm 1$ -х порядков дифракции [4, 5]

$$\eta_{\pm 1} = \frac{4}{\pi^2} \exp(-\alpha L) \sin^2 \theta_F L, \quad (1)$$

где  $\alpha$  — коэффициент поглощения,  $\theta_F$  — удельное фарадеевское вращение,  $L$  — толщина пленки, достигает максимального значения

при толщине  $L_m = \theta_F^{-1} \arctg 2\theta_F / \alpha$ . Так, для используемой в нашем эксперименте пленки композиции  $(BiLu)_3Fe_5O_{12}$  с параметрами  $4\pi M_S = 1820$  Гс,  $\theta_F = 2.4 \cdot 10^4$  град/см,  $\alpha = 1120$  см $^{-1}$  (на длине волны  $\lambda = 0.63$  мкм),  $\eta_{max} = 2.6 \times 10^{-2}$  должно наблюдаться при  $L_m = 15$  мкм. Оценка периода ПДС в пленке данного состава и толщины показывает, что углы дифракции в этом случае лежат вблизи значений  $\varphi_{\pm 1} \approx \pm 3^\circ$ , что не достаточно для создания дефлектора с большим угловым интервалом сканирования дифрагировавшего пучка. Использование пленок с субмикронными размерами доменов позволяет значительно увеличить углы дифракции  $\varphi_{\pm 1} = \pm \arcsin \lambda/D$ . Однако в магнитных пленках  $D$  и  $L$  функционально связаны ( $D \sim \sqrt{L}$ ) и имеют, как правило, один порядок (для исследуемого образца  $L = 1.9$  мкм, а равновесный период ПДС в отсутствие поля  $D = 1.4$  мкм). Поэтому стремление к увеличению угла дифракции в пленках с субмикронными доменами приводит к уменьшению дифракционной эффективности ввиду малых значений  $\theta_F L$ .

В настоящей работе в связи с поиском наиболее оптимальных режимов МОД на пленках с субмикронными доменами предложена схема наблюдения дифракции с использованием двойного прохождения излучения через пленку с ПДС. Для этого непосредственно на

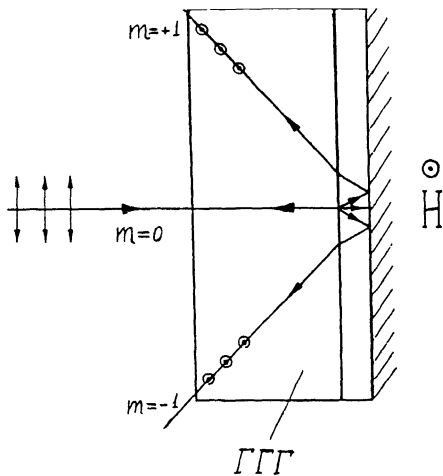


Рис. 1. Ход падающего и дифрагировавших лучей при двойном прохождении.

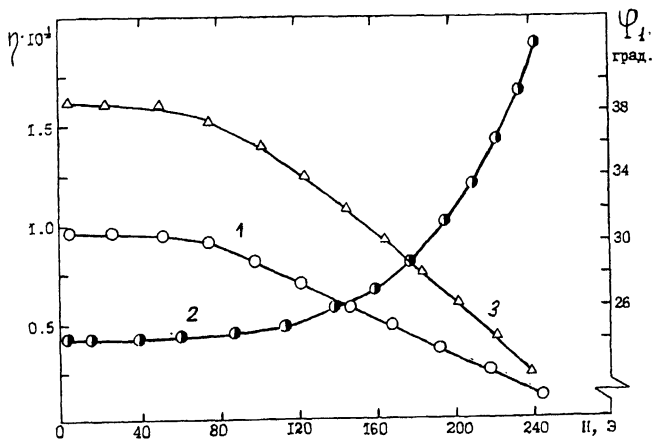


Рис. 2. Полевая зависимость угла выхода (1) и дифракционной эффективности при однократном (2) и двойном прохождении (3) света через пленку.

пленку было напылено металлическое зеркало, а свет подавался и выводился со стороны подложки (рис. 1). Двойное прохождение дифрагирующего излучения через пленку при сохранении больших углов дифракции приводит к увеличению эффективности МОД. Это следует из того, что для большинства используемых на практике образцов  $\theta_F L \ll 1$  и  $\alpha L \ll 1$ , поэтому выражение (1) можно представить в виде

$$\zeta_{\pm} = \frac{4}{\pi^2} (1 - \alpha L) \theta_F^2 L^2. \quad (2)$$

Видно, что двойное прохождение излучения через пленку (т.е. замена  $L$  на  $2L$ ) дает увеличение  $\zeta_{\pm}$  практически в  $4(1 - \alpha L)$  раза. Для исследуемого образца увеличение  $\zeta_{\pm}$  должно было составить 2.3 раза. На рис. 2 представлена зависимость угла выхода  $\varphi_1$  и дифракционной эффективности  $\zeta_1$  первого дифракционного максимума от управляющего плоскостного поля  $H$ , ориентированного вдоль доменов, для двух случаев – до напыления металлического (алюминиевого) зеркала на пленку и после напыления. В первом случае наблюдения. В первом случае наблюдение дифракции велось в проходящих лучах, во втором – в отраженных. Из приведенных кривых видно, что угол дифракции в обоих случаях сохраняется (в пределах точности эксперимента), а эффективность МОД во втором случае выше практически в рассчитанное число раз. Отметим, что поляризация излучения в нулевом и  $\pm 1$ -х порядках дифракции ортогональны друг другу. Однако во втором случае  $\pm 1$ -е порядки имеют незначительную эллиптичность излучения, появляющуюся при отражении от металлической поверхности. Изменение угла дифракции в эксперименте составило  $\Delta\varphi_1 \approx 15^\circ$ . Число различных позиций дифрагировавшего пучка при заданной апертуре падающего пучка  $N = \Delta\varphi_1 / \delta\varphi_1$ , где  $\delta\varphi_1$  – угол расходимости пучка. Если считать пучок гауссовым и его ширину в плоскости падения равной  $d$ , то угол расходимости (по уровню  $e^{-1}$ ) равен  $\delta\varphi_1 \approx 4\lambda / \pi d$ , поэтому  $N \approx \pi d \Delta\varphi_1 / 4\lambda$ , что составляет  $N \approx 125$  (при ширине пучка  $d \approx 5 \cdot 10^{-2}$  см). В эксперименте удалось реализовать 38 различных позиций дифракционного пучка (при уровне перекрытия не более 1/3). Расхождение оценок расчета и эксперимента связано, на наш взгляд, с неидеальностью ПДС, приводящей к угловому уширению пучка. В заключение приведем общее соотношение, определяющее увеличение эффективности МОД при двойном прохождении:

$$2 \cos \theta_F L \geq \exp(\alpha L / 2). \quad (3)$$

При выполнении этого неравенства на данном образце целесообразно наблюдение МОД в режиме двойного прохождения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] K r a w c z a k L.A., T o r o k E.I. IEEE Trans. Magn. 1980. MAG-16. P. 1200-1202.
- [2] T i e l i a n G., Y u c h u a n H e. J. Magn. and magn. mat. 1983. V. 35. P. 161-163.
- [3] З у б к о в Ю.Н. // ЖТФ. 1983. Т. 53. С. 2278-2280.
- [4] М о н о с о в А.Я., Н а б о к и н П.И., Т у л а й к о в а А.А. // Микроэлектроника. 1977. Т. 6. С. 211-216.
- [5] S e m e n t s o v D.I., G r e c h i s h k i n R.M. Phys. Stat. Sol. (a). 1988. V. 118. P. 271-275.

филиал МГУ им. М.В. Ломоносова  
в г. Ульяновске.

Поступило в Редакцию  
1 октября 1992 г.